

산화막 피복 원전 연료봉에서 A_1 원주파의 전파 특성 해석과 실험적 검증

Analysis on Propagation Characteristics and Experimental Verification of A_1 Circumferential Waves in Nuclear Fuel Rods Coated with Oxide Layers

주영상*, 이정권**, 정현규*, 정용무*

Young-Sang Joo*, Jeong-Guon Ih**, Hyun-Kyu Jung* and Yong-Moo Cheong*

초 록 산화막이 피복된 원전 연료봉의 원통형 셸에 대한 공명산란 해석을 수행하고 원주파 전파 특성을 연구하였다. 피복 셸에 대한 산란 음압의 정규 모우드 해를 구하였고 최근에 새롭게 제안된 고유 배경음압 계수를 이용하여 피복 셸의 순수 공명 신호를 분리하였다. 12%의 상대 두께를 갖는 원통형 피복 셸에 대하여 산화막 두께 증가에 따른 공명 원주파의 전파 특성을 해석하였다. 산화막의 존재와 그 두께가 증가할 때 정규 모우드의 차수에 따라 원주파의 전파 특성이 크게 변화한다. 제1차 반대칭(A_1) 원주파에서 특정 부분파의 위상속도는 산화막이 존재하고 그 두께가 증가함에도 불구하고 위상속도가 일정한 특성을 보인다. 공명신호를 분리하고 공명 모우드를 확인하는 실험을 수행하여 A_1 원주파의 전파 특성을 확인하였다. A_1 원주파의 위상속도 일정 특성을 이용함으로써 산화막의 두께를 상대적으로 측정할 수 있는 새로운 비파괴 평가 방법을 제안하였다.

주요용어 : 공명산란, 고유배경음압, 원통형 피복셸, A_1 원주파, 산화막 두께 측정, 위상속도, 공명산란실험(MIIR)

Abstract The resonance scattering of acoustic waves from the cylindrical shells of nuclear fuel rods coated with oxide layers has been theoretically modeled and numerically analyzed for the propagation characteristics of the circumferential waves. The normal mode solutions of the scattering pressure of the coated shells have been obtained. The pure resonance components have been isolated using the newly proposed inherent background coefficients. The propagation characteristics of resonant circumferential waves for the shells coated with oxide layers are affected by the presence and the thickness of an oxide layer. The characteristics have been experimentally confirmed through the method of isolation and identification of resonances. The change of the phase velocity of the A_1 circumferential wave mode for the coated shell is negligible at the specified partial waves in spite of the presence of the oxide layer and the increase in coating thickness. Utilizing the invariability characteristics of the phase velocity of the A_1 mode, the oxide layer thickness of the coated shells can be estimated. A new nondestructive technique for the relative measurement of the coating thickness of coated shells has been proposed.

Keywords : acoustic resonance scattering inherent background, coated cylindrical shell, A_1 circumferential wave, thickness measurement of oxide layers, phased velocity, MIIR(Method of isolation and identification of resonances)

1. 서 론

원전 연료봉의 피복관으로 사용되는 지르칼로이 (Zircaloy: Zr) 셸은 핵연료 펠렛이 장입되어 있어 핵분열성 물질의 외부 유출에 대한 일차 방호벽 역할을 한다. 원전의 안전성을 위해서는 피복관의 구조건전성 확보가 매우 중요하다. 이를 위해 연료봉 제조공정중, 가동중 그리고 사용후 시험에 여러 가지 비파괴검사가 수행되고 있다[1]. 사용중/후 연료봉에 대한 비파괴검사는 주로 초음파검사와 와전류검사가 주로 이루어지고 있다. 초음파검사는 피복관 파손의 징후인 연료봉 내부로 스며든 물의 존재 여부를 탐지한다[2]. 현재 대부분이 방법으로 파손 연료봉을 검사하지만 그 신뢰도가 그리 높지 않은 것으로 보고되고 있다[3]. 와전류검사는 피복관 결함의 크기 및 산화막의 두께 측정에도 사용되지만 정확한 탐지를 위해서 연료봉 집합체를 해체해야 하는 단점을 가지고 있다. 지르칼로이 셸은 고온 고압에서 운전되는 동안에 물 또는 수증기 분위기와의 접촉에 의한 산화 반응으로 셸 외면에 이산화지르코늄 (ZrO₂) 산화막이 생성되고, 산화막을 통하여 침투하는 산소 이온에 의해 계면에서 반응이 지속되어 산화층이 계속 성장하여 산화막의 두께가 10~100 μ m 정도로 형성되게 된다. ZrO₂ 산화막은 취성이 매우 커서 산화막 두께가 증가하면 1차 방호재인 Zr 셸은 취성 파괴 등의 손상을 받을 가능성이 증가하게 된다. 현재 열효율과 경제성을 높이기 위하여 고 연소도를 갖는 원전 연료봉의 사용이 증대하고 있어 이러한 산화막의 두께 증가를 사용중에 측정할 수 있는 방법이 요구되고 있다.

최근에 초음파 공명산란을 이용한 새로운 연료봉 검사기술이 국내에서 개발되어 왔다[4]. 이 검사법이 연료봉 내부의 물의 존재를 매우 높은 신뢰도로 탐지할 수 있다는 것이 입증된 바 있다. 초음파 공명을 이용한 검사법은 연료봉 내부의 물의 존재 탐지뿐만 아니라 피복관의 결함 탐지, 변형 측정 및 산화막의 존재나 두께 측정 등이 한번의 검사로 이루어 질 수 있다. 본 연구에서는 산화막이 원통형 셸의 공명 원주파의 전파 특성에 미치는 영향을 연구하기 위하여 산화막이 존재하는 원통형 셸에 대한 음파의 공명산란을 이론적으로 모델링하여 수치적으로 분석 평가한다. 그리고 그 결과를 공명산란 실험을 통하여 확인한다. 산화막이 원통형 셸의 공명 원주파에 미치는 영향과 산화막 두께 측정의 가능성 등을 연구한다.

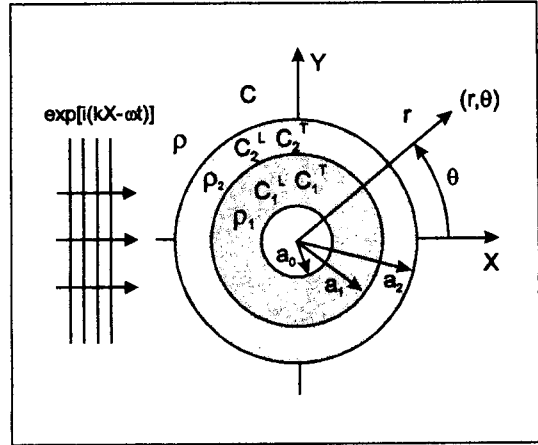


Fig. 1 Plane wave scattering from an empty, double-layered, elastic, cylindrical shell

2. 정규 모드 해

물 속의 원통형 셸에 대한 음파의 산란은 주로 레이리(Rayleigh) 정규 모드 방법에 의해서 해석되어 왔으며, 음파의 공명 현상은 음파의 공명산란 이론에 기초하여 분석되어져 왔다[5-7]. Fig. 1과 같이 물 속에 잠겨져 있고 내부가 진공이며 탄성층이 피복된 원통형 탄성 셸에 각 진동수가 ω 이고 단위 진폭을 가진 평면 음파 $\exp[i(kX - \omega t)]$ 가 X축 방향으로 입사하는 산란 문제를 다룬다. 이 적층 셸은 탄성 물질로 이루어진 외부 셸과 내부 셸이 이상적으로 접합되어 있다고 가정한다. 적층 셸의 제일 안쪽 반경을 a_0 , 내부 셸의 바깥쪽 반경을 a_1 , 그리고 외부 셸의 바깥 반경을 a_2 라 둔다. 셸 외부 유체는 하첨자없이 그 밀도를 ρ , 음속을 C , 음파의 파수를 $k = \omega/C$ 로 나타낸다. 그리고 셸과 피복층의 밀도가 각각 ρ_1 과 ρ_2 이고 셸과 피복층의 종파 및 횡파의 파수는 각각 k_1^L, K_1^T 그리고 k_2^L, k_2^T 로 표시된다.

입사파의 음압은 다음과 같이 정규 모드의 무한 급수 형태로 표현된다[8] :

$$P_{inc} = e^{i(kX - \omega t)} = e^{i(kr \cos \theta - \omega t)} = e^{-i\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} i^n \epsilon_n J_n(kr) \cos n \theta \quad (1)$$

여기서 ϵ_n 은 Neumann 계수로서 $n=0$ 일 때 $\epsilon_n=1$, $n > 0$ 일 때 $\epsilon_n=2$ 의 값을 가지며 i 는 허수, J_n 은 제 n 차 Bessel 함수, 그리고 하첨자 n 은 정규 모드 차수(normal mode number)이다. 셸에 의한 산란 음압

은 산란파(outgoing wave)의 특성을 나타내는 제 1종 Hankel 함수로 나타내어 진다:

$$p_{sc} = e^{-i\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} i^n \epsilon_n R_n H_n^{(1)}(kr) \cos n \theta \dots\dots\dots (2)$$

여기서 R_n 은 경계 조건에 의하여 결정되는 부분파의 산란 계수이다. 이제부터는 편의상, 시간 관련항 $e^{-i\omega t}$ 는 생략하기로 한다. 외부 유체에서의 총 음압은 입사파와 산란파에 의한 음압의 합으로 표현된다:

$$p = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n i^n [J_n(kr) + R_n H_n^{(1)}(kr)] \cos n \theta \dots\dots\dots (3)$$

유체내의 반경 방향의 변위는 바깥 유체의 총 음압으로부터 다음과 같이 구해진다:

$$u_r = \frac{1}{\rho\omega^2} \frac{\partial p}{\partial r} \dots\dots\dots (4)$$

피복 쉘의 바깥 산화층(매질 2)에서의 변위 포텐셜은 다음과 같이 정의할 수 있다:

$$\Phi_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n i^n [(T_n)_2 J_n(k_2^T r) + (U_n)_2 Y_n(k_2^T r)] \cos n \theta \dots\dots (5)$$

$$\Psi_{22} = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n i^n [(V_n)_2 J_n(k_2^T r) + (W_n)_2 Y_n(k_2^T r)] \sin n \theta \dots\dots (6)$$

마찬가지로, 쉘(매질 1)에서의 포텐셜은 위의 식들과 같은 형태를 갖는다:

$$\Phi_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n i^n [(T_n)_1 J_n(k_1^T r) + (U_n)_1 Y_n(k_1^T r)] \cos n \theta \dots\dots (7)$$

$$\Psi_{11} = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n i^n [(V_n)_1 J_n(k_1^T r) + (W_n)_1 Y_n(k_1^T r)] \sin n \theta \dots\dots (8)$$

여기서 Y_n 은 Neumann 함수이다.

입사파에 의한 적층 쉘의 산란은 다음과 같은 아홉개의 경계 조건을 만족해야 하는 경계치 문제이며 윗 식들에서 R_n, T_n, U_n, V_n, W_n 은 다음과 같은 경계 조건에 의하여 구해지는 미지의 계수이다.

- (i) 적층 쉘의 바깥 면에서 ($r = a_2$) :

$$\tau_r^{(2)} = -p, u_r^{(2)} = u_r, \tau_\theta^{(2)} = 0,$$
- (ii) 적층 경계면에서 ($r = a_1$) :

$$u_r^{(2)} = u_r^{(1)}, u_\theta^{(2)} = u_\theta^{(1)}, \tau_r^{(2)} = \tau_r^{(1)}, \tau_\theta^{(2)} = \tau_\theta^{(1)},$$
- (iii) 적층 쉘의 내면에서 ($r = a_0$) : $\tau_r^{(1)} = 0, \tau_\theta^{(1)} = 0.$

위의 경계조건으로부터 총 아홉개의 미지의 계수에 대한 선형 방정식을 구할 수 있다. 내부가 진공인 이중 적층 쉘의 산란 시스템을 다음과 같은 간단한 벡터 매트릭스 식으로 표현할 수 있다.

$$D[X] = E_{inc} \dots\dots\dots (9)$$

여기서 X 는 미지의 행 벡터, E_{inc} 는 외부 입사파를 나타낸다. 그리고 D 는 9×9 산란 매트릭스이고 총 54개의 요소로 구성되어 있다. D 의 요소들과 E_{inc} 의 계수 e_1 과 e_2 는 부록에 수록되어 있다. 외부 유체에서의 산란 계수 R_n 은 Cramer의 법칙에 의하여 구할 수 있다. 즉, $R_n = B_n/D_n$. 여기서 D_n 은 D 의 9×9 행렬식이고 B_n 은 D 의 첫번째 열이 E_{inc} 의 요소로 대체된 행렬식이다.

Hankel 함수의 원거리 근사식을 식 (2)에 적용하면, 원거리에서의 산란 음압을 얻을 수 있다:

$$p_{sc}(r, \theta, t) \cong \sqrt{\frac{a}{2r}} e^{i(kr - \omega t)} f(\theta, x) \dots\dots\dots (10)$$

여기서

$$f(\theta, x) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(\theta, x) = \frac{2}{\sqrt{\pi i x}} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n R_n \cos n \theta \dots\dots (11)$$

함수 $f_n(\theta, x)$ 은 산란각 혹은 입사파의 주파수에 대한 산란 음압 분포를 나타내며 n 차 부분파(또는 정규 모드)의 산란형태함수(scattering form function)로 불리운다. 각 부분파의 산란형태함수 $f_n(\theta, x)$ 의 무한합인 $f(\theta, x)$ 을 전산란형태함수(total form function)라 한다.

산란 계수 R_n 은 다음과 같이 입사파와 산란파의 비의 형태로 표현된다:

$$R_n = - \frac{x J_n'(x) - (F_n)_2 J_n(x)}{x H_n^{(1)'}(x) - (F_n)_2 H_n^{(1)}(x)} \dots\dots\dots (12)$$

윗 식에서 $(F_n)_2$ 는 적층 쉘의 모달 액셀러런스(modal accelerance)로 정의되며 다음과 같다:

$$(F_n)_2 = - \left(\frac{\rho}{\rho_2} \right) (v_2^T)^2 \frac{D_n^{11}}{D_n^{21}} \dots\dots\dots (13)$$

여기서 ρ 와 ρ_2 는 외부 유체와 피복층의 밀도이고 $v_2^T = k_2^T a_2$ 이며 D_n^{11} 과 D_n^{21} 은 D_n 의 소행렬식이다.

3. 공명 산란 해석

산란음압은 배경음압(background)과 공명 신호(resonance)의 합으로 구성되어 있어 산란음압에서 배경음압을 격리함으로써 공명신호를 얻을 수 있음이 Flax 등에 의하여 제안된 공명 산란 이론(resonance scattering theory: RST)에서 밝혀졌다[5]. 배경음압은 산란체의 반사 신호와 회절파(Franz wave)의 간섭 효과에 의하여 생성되며 주로 산란체의 형태에 기인된다. 공명 신호는 산란체 내부로 굴절된 파의 주파수가 산란체의 공명 주파수와 일치할 때 발생되므로 주로 산란체의 물성에 기인된다고 여겨져 왔다. 배경음압은 입사파의 주파수 변화에 따라 부드럽고 비교적 규칙적으로 변하는 특성을 가지고 있으며 반면 산란체의 공명은 매우 불규칙으로 변하는 특성을 가지고 있다. 산란체의 공명 신호들을 얻기 위해서는, 산란음압에서 반드시 미지의 배경음압이 제거되어야 한다. 음파가 투과할 수 없는 강성 및 연성 산란체에서의 산란음압이 배경음압으로 사용되어져 왔다. 강성 배경음압(rigid background)은 물속의 금속봉이나 구 또는 두꺼운 쉘 등에 적용되어 왔으며 유체속의 기포나 쉘이 아주 얇은 경우에는 연성 배경음압(soft background)이 사용되어 왔다. 어느 정도의 두께를 갖는 쉘인 경우에는 강성 배경음압도 연성 배경음압도 아닌 중간 정도의 배경음압 특성을 보이며 두께가 얇아지고 주파수가 낮아지면 연성 배경음압으로 쉘의 두께가 두꺼워지고 주파수가 높아지면 강성 배경음압으로 천이하는 특성을 보인다. 이러한 천이 배경음압(transitional background)에 대한 여러 가지 모델들이 제안되었다[9-13]. 그러나 이 모델 들은 각각 적용 가능한 쉘의 물성, 형태 및 두께와 입사파의 주파수 영역에 어떤 제한이 있었다. 이와 같이 제한없이 적용될 수 있는 '완전한 배경음압(exact background)'은 RST가 발표된 이후 원래부터 아무도 모르는('unknown a priori') 것으로 여겨져 왔다. 최근에 '고유 배경음압(inherent background)'이라 명명된 새로운 천이 배경음압 모델이 제안되었다[14, 15]. 임의의 두께를 갖는 구형과 원통형 탄성 쉘에 모두 적용될 수 있는 이 배경음압은 쉘의 물성 및 입사파의 주파수 영역에 제한없음이 밝혀졌다. 고유 배경음압의 계수는 모달 액셀러런스의 상수 성분으로부터 얻어지며, 탄성 산란체에서 횡파 성분을 무시한 상사 유체 산란체의 모달 액셀러런스에 극소 주파수 극한을 취함으로써 해석적 표현식이 유도된다. 이 개념

은 적층 구조의 산란체에도 확장 적용할 수 있음이 밝혀졌고 원통형 적층 쉘에 대한 배경음압 계수가 새롭게 제시되었으며 적층 구조와 배열 순서에 상관없이 적층 쉘의 공명 신호를 이론적으로 정확히 계산할 수 있게 하였다[16].

원통형 피복 탄성 쉘의 고유 배경음압 계수는 이 탄성 쉘에 대응되는 상사 유체 쉘의 액셀러런스의 상수값 $(F_n^{(L)}(0^*))_2$ 에 의하여 결정된다:

$$R_n^{(b)} = - \frac{xJ_n'(x) - (F_n^{(L)}(0^*))_2 J_n(x)}{xH_n^{(1)'}(x) - (F_n^{(L)}(0^*))_2 H_n^{(1)}(x)} \dots\dots\dots (14)$$

속이 빈 피복 쉘의 모달 액셀러런스 상수값은 극소 주파수에 대한 Bessel 함수의 근사식을 대입함으로써 다음과 같이 구해진다[16]:

$$n = 0 \text{ 일 때 } F_0^{(L)}(0^*)_2 = \frac{\rho}{\rho_2} \frac{(F_0^{(L)}(0^*))_1}{[1 - \ln(1 - h_2)(F_0^{(L)}(0^*))_1]^2} \dots\dots\dots (15)$$

$$n \geq 1 \text{ 일 때 } F_n^{(L)}(0^*)_2 = \frac{\rho}{\rho_2} \frac{n^2 + q_2(F_n^{(L)}(0^*))_1}{q_2 + (F_n^{(L)}(0^*))_1} \dots\dots\dots (16)$$

여기서

$$(F_n^{(L)}(0^*))_1 = - \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{1}{\ln(1 - h_1)}, \quad q_2 = n \frac{1 + (1 - h_2)^{2n}}{1 - (1 - h_2)^{2n}},$$

$$(F_n^{(L)}(0^*))_1 = \frac{\rho_2}{\rho_1} n \frac{1 + (1 - h_1)^{2n}}{1 - (1 - h_1)^{2n}} \dots\dots\dots (17)$$

이중으로 적층된 원통형 쉘의 고유 배경음압 계수는 주파수와는 무관하게 아주 간단한 수식으로 표현된다. 즉, 고유 배경음압 계수는 외부 피복층과 바깥 유체의 밀도비(ρ/ρ_2), 피복층과 쉘의 밀도비(ρ_2, ρ_1), 피복층과 쉘의 상대 두께(h_1, h_2) 그리고 정규 모우드 차수(n)에 의하여 결정된다.

이전의 공명 산란 이론에서는 단순히 산란 계수에서 배경음압 계수를 단순히 빼줌으로써 공명신호가 계산되었다. 그러나, 공명의 형태함수의 계산시 진폭에는 영향을 주지 않지만 위상을 왜곡시킨다. 이전의 연구에서는 이러한 사실이 간과되었으며 이 위상의 왜곡은 배경음압의 문제로만 여겨져 왔다. 이러한 공명 산란 이론의 문제점이 최근에 지적되어 공명 산란 이론이 새롭게 보완되었다[17, 18]. 새로운 공명 산란 이론에 의한 공명 성분의 형태함수의 수식은 다음과 같다:

$$f_n^{(reso)}(\theta, x) = \frac{2}{\sqrt{\pi x}} \epsilon_n \frac{R_n - R_n^{(b)}}{1 + 2R_n^{(b)}} \cos(n\theta) \dots (18)$$

식 (14-17)의 고유 배경음압 계수를 이용하여 원통형 피복 셀에서의 공명 신호는 식 (18)에 의해서 격리된다. 격리된 공명신호로부터 원주파의 전파 특성을 분석하고 산화막이 공명 모드에 미치는 영향을 해석한다.

4. 원주파의 전파 특성

산화막이 피복된 원전 연료 피복관(Zr 셀)에 대한 산란음압에서 고유 배경음압을 제거하여 공명 스펙트럼을 구하고 피복 효과를 해석한다. 원전 연료 피복관은 제작사와 연료 다발형에 따라 다양한 치수로 제조되지만 대부분 피복관의 외반경 대 내반경의 비(a_0/a_1)는 0.865와 0.89사이의 값을 가지며 대표적으로 0.88(상대 두께 : $h=12\%$)의 수치를 갖는다. 지르칼로이의 밀도는 6.55g/cm^3 이고, 종파와 횡파의 속도는 각각 4600m/s 와 2360m/s 이다. ZrO_2 산화막의 밀도는 5.6g/cm^3 이고, 종파와 횡파의 속도는

각각 7100m/s 와 3800m/s 이다. 여기서는 Zr 셀과 산화막의 감쇠 효과는 고려하지 않았다. 이 셀의 외면에 피복된 산화막의 두께를 $10\mu\text{m}$, $25\mu\text{m}$, $50\mu\text{m}$ 로 선정하여 계산하였다. 이 산화층의 외반경 대 내반경의 비는 각각 $a_1/a_2=0.998$, 0.995 그리고 0.99 에 해당한다. 그러므로 산화막 피복 셀의 전체 외반경 대 내 반경의 비는 각각 $a_0/a_2=0.878$, 0.875 , 0.87 이 된다. 후방 산란 방향($\theta=\pi$)에서의 산란형태함수(f_n)와 이중 적층 셀의 배경음압($f_n^{(b)}$)을 계산한다. 공명신호의 후방 산란 진폭($|f_n^{(reso)}|$)들은 정규 모우드는 $n=0\sim 25$, 주파수는 $x=0\sim 100$ 범위 내에서 $\Delta x=0.05$ 간격으로 계산되었다.

Fig. 2는 $10\mu\text{m}$ 산화막이 피복된 Zr셀에 대하여 처음 다섯 개($n=0\sim 4$)의 부분파 들의 후방 산란 진폭이 산란 진폭에서 고유 배경음압을 제거함으로써 공명신호를 깨끗하게 얻을 수 있음을 보여 준다. Fig. 3은 $a_0/a_1=0.88$ 인 Zr셀과 $25\mu\text{m}$ 및 $50\mu\text{m}$ 두께의 ZrO_2 산화막이 피복된 셀에 대하여 계산된 부분파의 일부를 보여 준다. 부분파에서의 공명 모우드들은 정규 모우드 차수(n)가 증가함에 따라 주파수(ka_2) 축을 따라서 조금

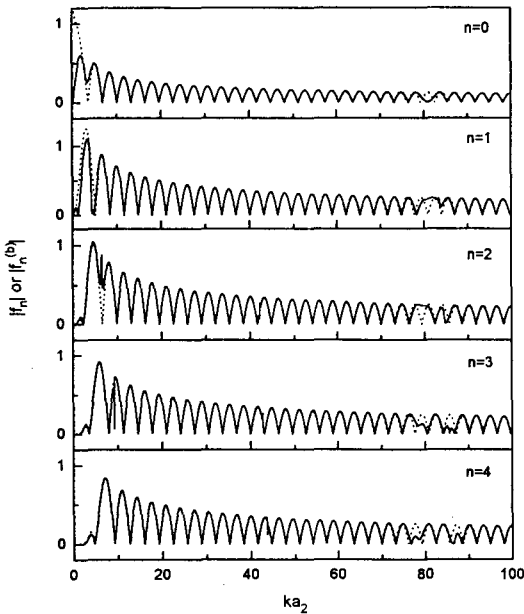


Fig. 2 Magnitudes of the backscattering form functions (solid line) and the inherent background (dotted line) for the five ($n=0\sim 4$) partial waves of the 12% thick, empty Zircaloy shell coated with a 10thick ZrO_2 layer

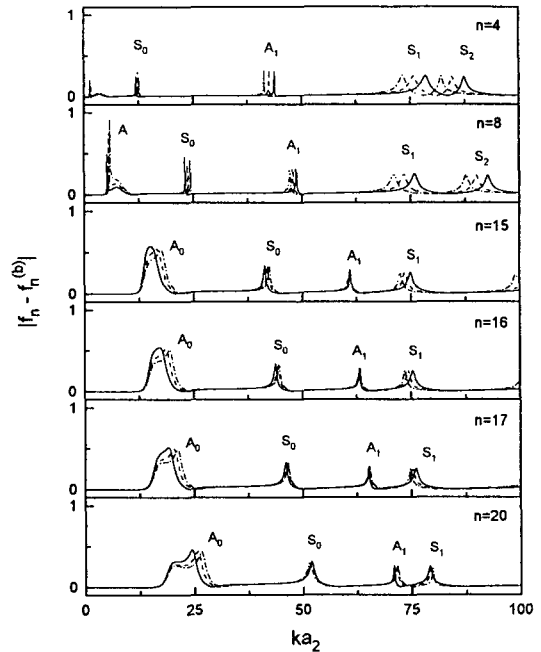


Fig. 3 The isolated resonances of the partial waves for a 12% thick, empty Zr shell (solid line) and Zr shells coated with $25\mu\text{m}$ (dashed line) and $50\mu\text{m}$ (dash-and-dot line) thick ZrO_2 layer

씩 오른쪽으로 이동하므로 각 공명 모우드를 같은 종류의 원주파로 쉽게 분류할 수 있다. Fig. 3에서는 세 종류의 대칭 모우드인 S_0, S_1, S_2 원주파와 스톤리파 (Stoneley wave)로 알려진 A 원주파와 반대칭 모우드인 A_0 와 A_1 원주파가 함께 나타난다. 이 원주파들은 그 공명의 위치가 산화막의 두께 증가에 따라 저주파수 방향으로 이동 하는 특성을 보이고 있다. 정규 모우드 (n)의 증가에 따른 공명 위치의 이동 양상이 변화한다. n 이 증가하게 되면 산화막 두께의 증가에 따른 고차 공명의 위치의 이동 폭이 작아짐을 보이고 있다. 특히, A_1 원주파는 그 이동 폭이 줄어 들면서 $n = 16$ 부근에서 그 위치가 거의 같아 지는 특이한 결과를 보이고 있다. 이는 이 부분파의 A_1 원주파의 위상 속도가 일정함을 의미한다. 이는 이 공명 위치를 측정하면 산화막의 두께를 측정할 수 있는 매우 중요한 결과라 할 수 있다.

5. 실험 및 결과

5.1. 공명 스펙트럼 및 모우드 측정법

산란음압으로부터 공명 신호를 분리하며 공명 모우드를 확인하는 실험(method of isolation and identification of resonances: MIIR)은 Maze와 Ripoche에 의하여 처음으로 이루어졌다[19]. 산란 신호를 시간 영역에서 측정하면 입사 펄스와 같은 시간폭을 갖는 강제진동 영역과 공명에 의하여 발생하는 자유진동 영역으로 구분된다. 강제진동 영역에는 산란체에서의 반사 신호와 산란체 주위의 회절파(creeping wave)가 포함되어 있고 자유진동 영역에는 공명 산란 성분만 들어있다. 산란음압에서 배경음압을 격리(isolation)하는 공명 산란 이론에서의 일련의 과정은 실험적인 방법에서 강제진동 영역의 제거에 의해 이루어진다. 이 강제진동 영역을 시간축 상에서 게이트(gate)를 걸어 제거함으로써 배경음압을 격리하고 공명 신호만을 얻을 수 있다[19, 20]. 입사파의 주파수를 증가시키면서 후방산란 신호의 자유진동 영역의 진폭을 측정하게 되면 공명 진동수 위치와 그 선폭을 알 수 있다. 원통형 산란체에서의 정규 모우드 차수(n)는 산란 각에 대한 공명 신호의 lobe 수를 측정함으로써 구해진다. 후방 산란 진폭만을 측정하여 공명 주파수를 측정하는 방법을 단일 송수신법(monostatic method)이라 하고 모우드 차수를 측정하는 방법을 분리 송수신법

(bistatic method)이라 한다. 공명 산란 실험방법(MIIR)에는 입사 펄스폭의 크기에 따라 quasi-harmonic MIIR[19, 20]와 short pulse MIIR[21, 22]로 분류된다. Quasi-harmonic MIIR는 긴 펄스폭(약 $100\sim 300\mu\text{sec}$)을 갖는 입사 사각 펄스를 사용하므로 협대역 주파수 밴드 폭을 갖는다. 이 펄스를 산란체에 입사 시키고 입사 펄스의 주파수를 연속적으로 천천히 증가 시켜가면서 산란체에서 산란 되는 음압의 진폭을 측정한다. 이 방법을 사용하면 공명 주파수와 공명 선폭(bandwidth)을 정확히 측정할 수 있다.

Short pulse MIIR는 긴 펄스 대신에 매우 짧은 펄스(약 수백nsec)를 사용한다. 짧은 펄스를 사용하기 때문에 입사 주파수는 광대역이 된다. 기하학적 반사 신호를 제외한 공명 산란 신호를 주파수 변환함으로써 대역폭내에 포함되는 공명 진동수를 측정할 수 있다. 산란 신호의 에너지가 작아서 신호 대 잡음비가 좋지 않지만 입사 펄스의 주파수를 증가시키지 않으므로 신속하게 원주파에 대응되는 공명 진동수를 얻을 수 있다. 이 방법은 측정 시간이 짧고 장비가 저렴하나 좁은 영역의 공명 주파수만을 측정할 수 있다.

5.2. 실험 장치 및 시편 준비

본 연구에서는 긴 펄스에 의한 공명산란 실험을 수행하기 위해 Fig. 4와 같이 초음파 스펙트로스코피(spectroscopy) 시스템을 구성하였다. 긴 펄스를 받

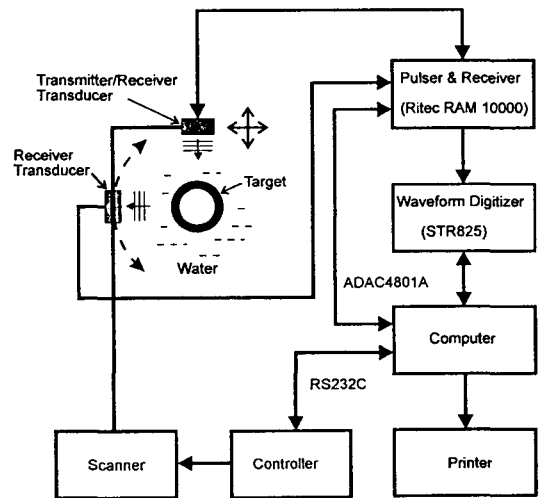


Fig. 4 Experimental setup for measuring the acoustic resonance scattering

생사키며 주파수를 연속적으로 증가시키기 위하여 미국 RITEC사의 RAM-10000 모델 Mark IV 장비를 사용하였다. STR 825 A/D Board를 파형 디지털이저로 사용하였고 이를 586 IBM-PC 컴퓨터에 연결하였으며 TestPro 소프트웨어를 이용하여 신호를 수집 분석하였다. 또한, 수조 및 이송 장치로는 UltraPAC II 시스템을 사용하였고 초음파 탐촉자는 중심 주파수가 3.5MHz인 Panametrics V380을 사용하였다.

본 연구에서 얻어진 이론과 수치 해석 결과들을 확인 검증하기 위하여 첫번째로 Zr 셸과 ZrO₂ 피복 셸에 대하여 A₁ 원주파의 공명 위치 변화 여부를 확인하고, 두번째로 ZrO₂ 피복 셸의 산화막 두께 측정의 가능성을 확인하는 실험을 수행하였다. 본 실험에서는 KWU 17×17형의 원전 연료 피복관(Zr 셸)을 사용하였다. Zr 셸의 외경은 9.48mm, 내경은 8.2mm 이고 두께는 0.64mm이다. 기준 시편을 고온로에 넣고 650에서 12시간, 24시간 그리고 36시간 가열하여 Zr셸 외면에

평균치 10 μ m, 20 μ m, 30 μ m의 산화막 두께를 갖는 ZrO₂ 피복 시편을 만들었다.

5.3. 공명 산란 실험 및 결과

Fig. 5(a)과 같은 펄스폭이 110 μ sec인 사각 음파 펄스를 원통형 셸에 수직으로 입사시킨다. 입사 주파수가 산란체의 공진 주파수와 일치하지 않을 때 산란 예코는 Fig. 5(b)과 같이 입사 펄스와 같은 시간폭을 가지나 신호 진폭이 줄어든 반사파를 보인다. 입사 주파수가 변화하여 산란체의 공진 주파수와 일치하게 되면 산란체는 외부 입사파의 에너지를 흡수하고 산란체 자체가 공진한다. 공진 주파수에서는 Fig. 5(c)와 같이 산란 예코가 입사 펄스와 같은 시간폭을 가진 강제진동 영역(A부분)과 공명에 의한 재방사로 기인되는 자유진동 영역(B부분)으로 구분되어 나타난다. 이때 이 자유진동 영역에 게이트를 걸어 입사 주파수 변화에 따른 자유진동 영역의 진폭 변화를 측정함으로써 후방산란 공명 스펙트럼을 얻을 수 있다. 그리고 공명이 발생하는 특정 주파수에 입사 주파수를 고정하고 수신 탐촉자를 산란각에 대하여 회전시키면서 자유진동 영역의 진폭 변화를 측정하면 공명의 차수 n (정규 모드수)을 결정할 수 있다.

ZrO₂ 피복 셸의 산화막 두께 측정의 가능성을 확인

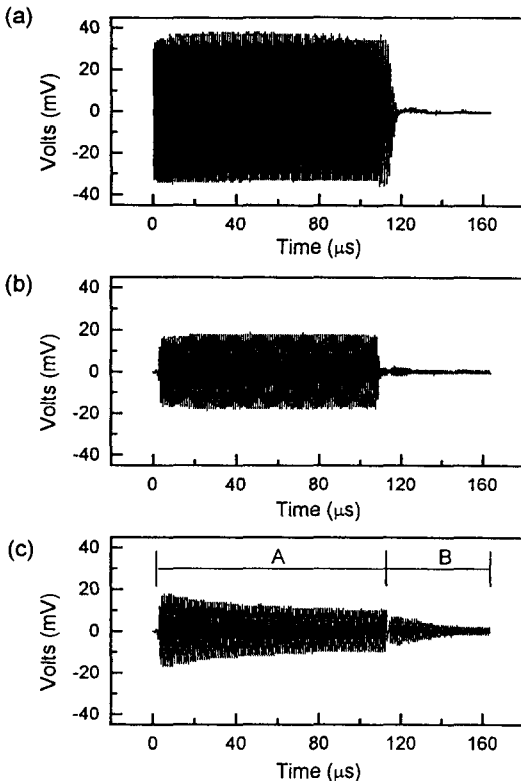


Fig. 5 (a) Long pulse incident signal, (b) backscattered echo off a resonance and (c) backscattered echo at a resonance

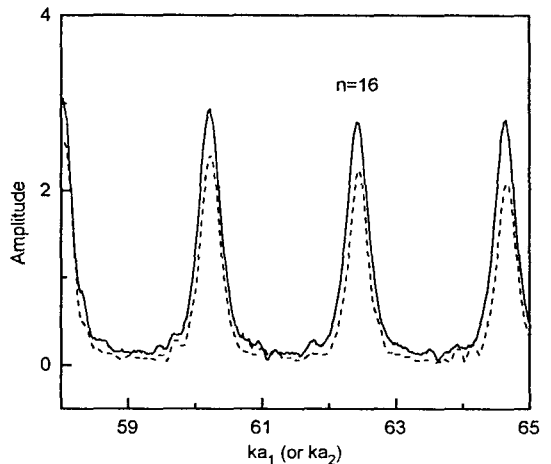


Fig. 6 Frequency spectra of A₁ circumferential waves for the uncoated part (solid line) and the coated part (dashed line) of a Zr tube (X-2 shell) coated with a 20 μ m ZrO₂ layer

하는 실험을 수행하기 위하여 Panametrics V380 초음파 탐촉자를 사용하여 3MHz에서부터 3.5MHz까지 0.25kHz의 주파수 해상도로 주파수를 미세 증가시키면서 공명 신호를 수집하였다. 먼저 산화막 존재에도 불구하고 특정 모드에서 위상속도가 일정한 특성을 실험을 통하여 확인하였다. Fig. 6은 20 μ m의 산화막이 형성된 시편(X-2)의 실험 결과를 나타내고 있는데 $n=16$ 부근에서 공명의 위치가 거의 같은 특성을 보이고 있다. 원주파의 위상 속도는 공명의 위치로부터 구해진다:

$$C_p = C \frac{ka_i}{n}, \quad (i = 1 \text{ or } 2) \dots\dots\dots (19)$$

위상 속도 일정 특성에 근거하여 10 μ m의 산화막이 형성된 시편(X-1)과 30 μ m인 시편(X-3)으로 산화막 두께 측정에 대한 실험을 수행하였다. Fig. 7에서와 같

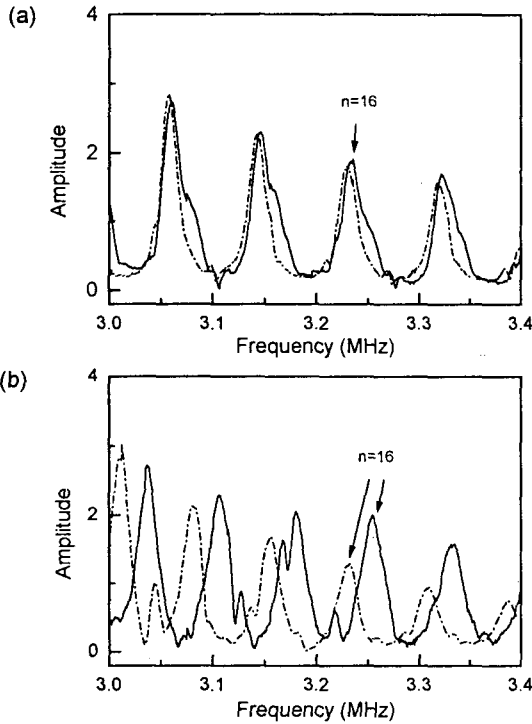


Fig. 7 Resonance spectra of the bare Zr shell (solid line) and the shells coated with ZrO₂ layer (dashed line): (a) X-1 shell coated with a 10 μ m oxide layer and (b) X-3 shell coated with a 30 μ m oxide layer

이 이 두 시편에 대하여 피복 시편의 산화막이 벗겨진 하단 부위에서 얻어진 공명 스펙트럼과 산화막이 있는 상단 부위에서 얻어진 공명 스펙트럼을 비교한 것이다. 산화막이 있는 부위의 공명 스펙트럼이 산화막이 없는 부위의 공명 스펙트럼에 비하여 주파수가 낮게 이동해 있다. $f=3.23$ MHz 근처에 있는 A₁ 공명의 모드 수 (n)를 확인하기 위하여 분리 송수신법으로 산란각에 따른 산란 음압 분포를 측정하였다. Fig. 8은 X-1시편의 상단 부위에 대한 $f=3.2307$ MHz의 공진 주파수에서의 실험 결과를 보여준다. 산란각 180도에서 총 16개의 꽃잎 개수를 측정할 수 있다. 그러므로 $f=3.23$ MHz 부근에서의 공명은 $n=16$ 임을 확인할 수 있었다.

Fig. 7은 공명 주파수의 이동을 보여준다. X-1시편의 산화막이 있는 부위에서 측정된 $n=16$ 의 A₁ 원주파의 공명 주파수(f)는 3.2307MHz 이었고 산화막이 없는 부위에서 측정된 공명 주파수(f)는 3.2354MHz이었다. 그리고 X-3시편의 산화막이 있는 부위에서 측정된 $n=16$ 의 A₁ 원주파의 공명 주파수(f)는 3.2315MHz 이었고 산화막이 없는 부위에서 측정된 공명 주파수(f)는 3.2543MHz이었다. A₁ 원주파의 위상 속도가 거의 같다는 가정($C_p \approx C_p'$, 즉 $ka_1 = (ka_2)$)과 산화막 피복셀의 반경

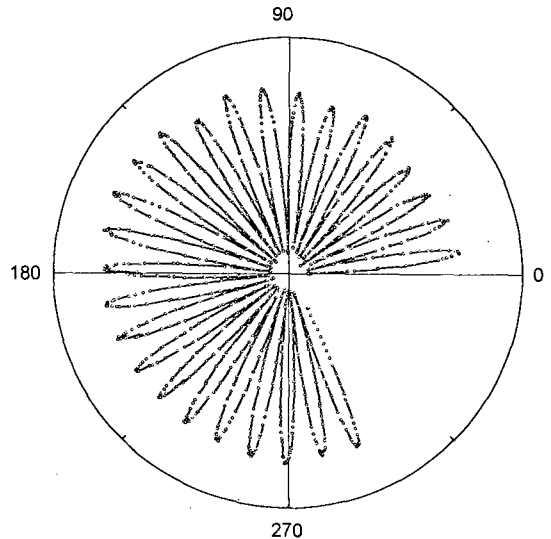


Fig. 8 Angular diagram to identify the mode number n of the A₁ circumferential wave for a Zr shell coated with ZrO₂ layer (X-1 shell) at the resonance ($f=3.2307$ MHz, $n=16$)

(a_2)은 산화되지 않은 셀의 반경(a_1)에 산화막 두께(t_c)의 합인 관계식($a_2 = a_1 + t_c$)으로부터 산화막의 두께(t_c)는 다음과 같이 구해진다:

$$t_c = \left(\frac{f}{f'} - 1\right)a_1 \dots\dots\dots (20)$$

측정된 A_1 원주파의 공명주파수를 위의 식에 대입하면 평균 $10\mu m$ 의 산화막 두께를 갖는 X-1 시편의 산화층 두께(t_c)는 $7.4\mu m$ 로 계산되며, 평균 $30\mu m$ 의 산화막 두께를 갖는 X-3 시편의 산화층 두께(t_c)는 $38\mu m$ 로 계산된다. 본 실험에서 X-1 시편과 X-3 시편은 각각 약 30% 이내로 과소 평가 및 과대 평가되었다. 실제로 제작된 산화시편의 산화막은 일정한 두께로 형성되어 있지 않고 약 20%정도의 두께 편차가 존재한다. 이러한 시편의 두께 편차가 공명 신호에 영향을 주며 또한 실험시 발생하는 측정 오차로 인해 산화막 두께 측정에 오차가 발생하는 것으로 생각된다. 약간의 오차가 발생하지만 초음파의 공명현상을 이용함으로써 원통형 셀의 산화막의 두께를 측정할 수 있는 가능성을 본 실험을 통해 확인하였다.

6. 결 론

산화막이 피복된 원통형 셀에 대한 초음파 공명 산란 현상을 모델링하고 수치 해석을 수행하였으며 피복 셀에 대한 공명산란 실험을 수행하였다. 공명 산란의 수치 해석 결과, 제 1차 반대칭(A_1) 공명 원주파의 일부 특정 부분파에서 산화막 두께의 증가에 관계없이 위상 속도가 일정한 특성을 보였다. 이러한 위상 속도의 일정 조건으로부터 산화막이 피복된 탄성 튜브에서의 산화막 두께를 측정할 수 있는 이론적 근거를 마련하였다. 공명 산란 실험을 통하여 특정 부분파에서 A_1 원주파의 위상 속도가 일정한 특성을 확인하였다. 이러한 결과는 산화막 피복 원통형 튜브의 산화막 두께를 측정할 수 있는 새로운 비파괴 평가 방법의 가능성을 보여 주는 것이다.

후 기

본 연구는 과학기술부 원자력 중장기사업의 원자력 구조조건전성개발 과제의 일환으로 수행된 것으로 연구비 지원에 감사 드립니다.

부 록

내부가 진공인 원통형 피복 셀의 9×9 산란 행렬식 D_n 과 B_n 의 요소(elements)

행렬식 D_n 의 요소 d_{ij} 중에서 0이 아닌 54개의 요소는 다음과 같다:

$$\begin{aligned} d_{11} &= (\rho/\rho_2)(y_2^T)^2 H_n^{(1)}(x), & d_{21} &= -xH_n^{(1)}(x), \\ d_{12} &= [2n^2 - (y_2^T)^2]J_n(y_2^T) - 2y_2^T J_n'(y_2^T), & d_{22} &= y_2^T J_n'(y_2^T), \\ d_{13} &= [2n^2 - (y_2^T)^2]Y_n(y_2^T) - 2y_2^T Y_n'(y_2^T), & d_{23} &= y_2^T Y_n'(y_2^T), \\ d_{14} &= 2n[y_2^T J_n'(y_2^T) - J_n(y_2^T)], & d_{24} &= nJ_n(y_2^T), \\ d_{15} &= 2n[y_2^T Y_n'(y_2^T) - Y_n(y_2^T)], & d_{25} &= nY_n(y_2^T), \\ \\ d_{32} &= 2n[J_n(y_2^T) - y_2^T J_n'(y_2^T)], & d_{42} &= x_2^T J_n'(x_2^T), \\ d_{33} &= 2n[Y_n(y_2^T) - y_2^T Y_n'(y_2^T)], & d_{43} &= x_2^T Y_n'(x_2^T), \\ d_{34} &= 2y_2^T J_n'(y_2^T) + [(y_2^T)^2 - 2n^2]J_n(y_2^T), & d_{44} &= nJ_n(x_2^T), \\ d_{35} &= 2y_2^T Y_n'(y_2^T) + [(y_2^T)^2 - 2n^2]Y_n(y_2^T), & d_{45} &= nY_n(x_2^T), \\ \\ d_{46} &= -y_1^T J_n'(y_1^T), & d_{52} &= nJ_n(x_2^T), & d_{56} &= -nJ_n(y_1^T), \\ d_{47} &= -y_1^T Y_n'(y_1^T), & d_{53} &= nY_n(x_2^T), & d_{57} &= -nY_n(y_1^T), \\ d_{48} &= -nJ_n(y_1^T), & d_{54} &= x_2^T J_n'(x_2^T), & d_{58} &= -y_1^T J_n'(y_1^T), \\ d_{49} &= -nY_n(y_1^T), & d_{55} &= x_2^T Y_n'(x_2^T), & d_{59} &= -y_1^T Y_n'(y_1^T), \\ \\ d_{62} &= [2n^2 - (x_2^T)^2]J_n(x_2^T) - 2x_2^T J_n'(x_2^T), \\ d_{63} &= [2n^2 - (x_2^T)^2]Y_n(x_2^T) - 2x_2^T Y_n'(x_2^T), \\ d_{64} &= 2n[x_2^T J_n'(x_2^T) - J_n(x_2^T)], \\ d_{65} &= 2n[x_2^T Y_n'(x_2^T) - Y_n(x_2^T)], \\ d_{66} &= -(\mu_1/\mu_2)[\{2n^2 - (y_1^T)^2\}J_n(y_1^T) - 2y_1^T J_n'(y_1^T)], \\ d_{67} &= -(\mu_1/\mu_2)[\{2n^2 - (y_1^T)^2\}Y_n(y_1^T) - 2y_1^T Y_n'(y_1^T)], \\ d_{68} &= -(\mu_1/\mu_2)2n[y_1^T J_n'(y_1^T) - J_n(y_1^T)], \\ d_{69} &= -(\mu_1/\mu_2)2n[y_1^T Y_n'(y_1^T) - Y_n(y_1^T)], \\ d_{72} &= 2n[x_2^T J_n'(x_2^T) - J_n(x_2^T)], \\ d_{73} &= 2n[x_2^T Y_n'(x_2^T) - Y_n(x_2^T)], \\ d_{74} &= [2n^2 - (x_2^T)^2]J_n(x_2^T) - 2x_2^T J_n'(x_2^T), \\ d_{75} &= [2n^2 - (x_2^T)^2]Y_n(x_2^T) - 2x_2^T Y_n'(x_2^T), \\ d_{76} &= -(\mu_1/\mu_2)2n[y_1^T J_n'(y_1^T) - J_n(y_1^T)], \\ d_{77} &= -(\mu_1/\mu_2)2n[y_1^T Y_n'(y_1^T) - Y_n(y_1^T)]. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 d_{78} &= -(\mu_1/\mu_2)[(2n^2 - \nu_1^2)J_n(\nu_1^T) - 2\nu_1^T J_n'(\nu_1^T)], \\
 d_{79} &= -(\mu_1/\mu_2)[(2n^2 - \nu_1^2)Y_n(\nu_1^T) - 2\nu_1^T Y_n'(\nu_1^T)], \\
 d_{86} &= 2x_1^L J_n'(x_1^L) + [(x_1^T)^2 - 2n^2]J_n(x_1^L), \quad d_{96} = x_1^L J_n'(x_1^L), \\
 d_{87} &= 2x_1^L Y_n'(x_1^L) + [(x_1^T)^2 - 2n^2]Y_n(x_1^L), \quad d_{97} = x_1^L Y_n'(x_1^L), \\
 d_{88} &= 2n[J_n(x_1^T) - x_1^T J_n'(x_1^T)], \quad d_{98} = nJ_n(x_1^T), \\
 d_{89} &= 2n[Y_n(x_1^T) - x_1^T Y_n'(x_1^T)], \quad d_{99} = nY_n(x_1^T).
 \end{aligned}$$

행렬식 B_n 은 행렬식 D_n 의 첫 번째 열을 $(e_1, e_2, 0, 0, 0, 0, 0, 0)$ 으로 대체함으로써 얻어진다. 여기서 e_1 과 e_2 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 e_1 &= -(\rho/\rho_2)(\nu_1^T)^2 J_n(x) \\
 e_2 &= x J_n'(x)
 \end{aligned}$$

무차원 주파수는 $x \equiv ka_2$, $x_1^{L,T} \equiv k_1^L J a_{j-1}$, $y_1^{L,T} \equiv k_1^L J a_j$, ($j=1, 2$)로 정의되고, ρ, ρ_2, ρ_1 는 각각 유체와 산화 피복층 및 탄성 쉘의 밀도이다. μ_j ($j=1, 2$)는 각 층의 Lamé constants이며 $\mu_j = \rho_j(c_j^T)^2$ 인 관계를 갖는다.

참고문헌

[1] J. T. A. Roberts, "Nuclear fuel NDE", The 3rd International Conference Proceedings on the Nondestructive Evaluation in the Nuclear Industry, pp. 23-45, (1980)
 [2] Babcock and Wilcox, "Echo sounds out failed fuel", Nucl., Eng. Int., Vol. 31, pp. 45-46, (1985)
 [3] F. D'Annuncci and R. Scharpenberg, "Operational experience of ultrasonic testing on fuel assemblies with FFRDS", Nuclear Europe, Vol. 5, pp. 23-24, (1985)
 [4] M.-S. Choi, Y.-S. Joo, H.-K. Jung, and Y.-M. Cheong, "Development of nuclear fuel rod testing technique using ultrasonic resonance phenomena", KAERI/RR-1680/96, (1996)
 [5] L. Flax, L.R. Dragonette and H. Überall, "Theory of elastic resonance excitation by sound scattering", J. Acoust. Soc. Am.,

Vol. 63, pp. 723-731, (1978)
 [6] G. C. Gaunaurd, "Elastic and acoustic resonance wave scattering", Appl. Mech. Rev., Vol. 42, pp. 143-193, (1989)
 [7] G. C. Gaunaurd and M. F. Werby, "Acoustic resonance scattering by submerged elastic shells" Appl. Mech. Rev., Vol. 43, pp. 171-208, (1990)
 [8] J. J. Bowman, T. B. A. Senior, and P. L. E. Uslenghi, Electromagnetic and Acoustic Scattering by Simple Shapes (New York: Amsterdam: Wiley Interscience, North-Holland, 1969)
 [9] J. D. Murphy, E. D. Breitenbach and H. Überall, "Resonance scattering of acoustic waves from cylindrical shells" J. Acoust. Soc. Am., Vol. 64, pp. 677-683, (1978)
 [10] D. N. Veksler, "Intermediate background in problems of sound waves scattering by elastic shells" Acustica, Vol. 76, pp. 1-9, (1992)
 [11] M. F. Werby, "The acoustical background for a submerged elastic shell" J. Acoust. Soc. Am., Vol. 90, pp. 3279-3287, (1991)
 [12] G. C. Gaunaurd, "Hybrid background coefficients to isolate the resonance spectrogram of submerged shells" J. Acoust. Soc. Am., Vol. 92, pp. 1981-1984, (1992)
 [13] A. N. Norris and N. Vasudevan, "Acoustic wave scattering from thin shell structures" J. Acoust. Soc. Am., Vol. 92, pp. 3320-3336, (1992)
 [14] M.-S. Choi and Y.-S. Joo, "Theory of the background amplitudes in acoustic resonance scattering" J. Acoust. Soc. Am., Vol. 101, pp. 2083-2087, (1997)
 [15] M.-S. Choi, Y.-S. Joo, and J.-P. Lee, "Inherent background coefficients for submerged cylindrical shells" J. Acoust. Soc. Am., Vol. 101, pp. 1743-1745,

(1997)

- [16] Y.-S. Joo, J.-G. Ih, and M.-S. Choi, "Inherent background coefficients for acoustic resonance scattering from submerged, multilayered, cylindrical structures" *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 103, pp. 900-910, (1998)
- [17] M.-S. Choi, "New formulation of the resonance scattering theory" *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 101, pp. 2491-2495, (1997)
- [18] H. Rhee and Y. Park, "Novel acoustic waves resonance scattering formalism" *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 101, pp. 3401-3412, (1997)
- [19] G. Maze, J. Ripoche, A. Derem, and J. L. Rousselot, "Diffusion d'onde ultrasonore par des tubes remplis d'air immerges dans l'eau" *Acustica*, Vol. 55, pp. 69-85, (1984)
- [20] J. Ripoche, G. Maze, and J. L. Izbicki, "A new acoustic spectroscopy: resonance spectroscopy by the MIIR" *J. of NDE*, Vol. 5, pp. 69-79, (1985)
- [21] M. de Billy, "Determination of the resonance spectrum of elastic bodies via the use of short pulses and Fourier transform theory" *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 79, pp. 219-221, (1986)
- [22] S. K. Numrich, W. E. Howell, J. V. Subrahmanyam, and H. Überall, "Acoustic ringing response of the individual resonances of an elastic cylinder" *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 80, pp. 1161-1169, (1986)